

# 超伝導体における電気抵抗と交流損失

井 上 <sup>\*</sup> 正・八 木 寿 郎 <sup>\*</sup>

## Electrical Resistance and ac Losses in Superconductors

Masasi INOUE, Hisao YAGI

(Received March 28, 1972)

Some recent informations about the resistive and ac behaviors of superconductors are briefly reviewed, which are essentially due to the motion of quantized magnetic flux or vortex lines under the applied electric and magnetic fields. Although the situations are complicated, the mechanisms involved for these behaviors are summarized in different ways; (i) the flux-flow, (ii) the flux creep, (iii) the hysteresis loss, (iv) the eddy-current loss, (v) the skin effect, and/or (vi) the surface impedance. It is of importance to take account of the pinning and depinning effects on the flux motion. Furthermore, the geometry of the applied static and oscillatory magnetic fields, as well as these strengths relative to the characteristic critical fields  $H_{c1}$  and  $H_{c2}$ , are considered to play an important role for the mechanisms to be distinguished.

### 1 はじめに

超伝導体の基本的な性質である、電気抵抗がある臨界温度で零になることおよびある臨界磁界では外部の磁界を排除し完全反磁性を示すこと（マイスナー効果）、の二つの現象が見出されて以来、今日まで超伝導に関する研究は見覚ましい。理論的研究は、すでに1950年代にBCS（Bardeen-Cooper-Schrieffer）理論とGLAG（Ginzburg-Landau-Abrikosov-Gor'kov）理論とにより、その基本的な性質が明らかにされた。1963年、Colgate 大（Hamilton, New York）における「超伝導の科学に関する国際会議」の総括講演で、Pippard は BCS 理論で殆どの現象が説明されその成果は輝かしいので、「あえて言わせてもらおうと、今日ではもう超伝導の問題は何も残されていない」と述べている。<sup>1)</sup> 実は、彼の講演題目は「超伝導の未解決の問題」であったが、今日でもなお基本的な問題はともかく、より詳細なそしてとくに応用面での研究が

続けられている。

一般に、超伝導体は二つの特徴的な長さ、磁界侵入の深さ $\lambda$ とコーヒーレンスの長さ $\xi$ 、との比 $\lambda/\xi$ （ $=\kappa$ 、GL パラメータ）なる無次元数によって、二つの型に大別される：GL 理論によると、 $\kappa < 1/\sqrt{2}$  の場合にはギブスの自由エネルギーから導かれる表面エネルギー $\sigma$  が正で第一種超伝導体、 $\kappa > 1/\sqrt{2}$  では $\sigma$  が負で第二種超伝導体と呼ばれる。この分類は、超伝導体の示す磁化曲線（磁化と磁界との関係）の差異でも表わされる。すなわち、前者は磁化 $-4\pi M$  が磁界の強さ $H$ とともに増加し、ある臨界値 $H_c$ で零になり、後者はある臨界値 $H_{c1}$ までは磁化が $H$ に比例し、それ以上では減少し第二の臨界値 $H_{c2}$ で零になる。この場合、磁化曲線が可逆な場合（理想的または均質第二種超伝導体）と、非可逆な場合（非理想的または不均質第二種超伝導体）とがある。いずれにしても、第二種の場合には磁界 $H$ が $H_{c1} < H < H_{c2}$ のときには超伝導体内に入り、磁束密度 $B$ はこのとき量子化され

\* Department of Applied Physics.

た磁束線 (quantized flux, fluxoid, vortex line) となって存在し、超伝導が局所的に破れ常伝導状態となっている。この状態は混合状態 (mixed state) といわれる。一方、第一種でも試料の形状が反磁場係数  $N = 0$  になるとき、 $H < H_c$  まではマイスナー効果を示し、 $N \neq 0$  なる有限の  $N$  をもつ形状では、第二種と同様に部分的に磁束が存在する。この状態を中間状態 (intermediate state) という。ただし、この中間状態では磁束は弱い磁界に対して円筒形に侵入するので磁束管 (flux tube) とよんで、第二種の量子磁束線と区別されるが、いずれもこの部分は常伝導状態となっている。実はこれから問題とする超伝導体に現われる電気抵抗および交流損失は、一口に表現すると、この磁束線や磁束管の振舞いである。

われわれの研究室でもこの方面の研究を始めたのは次の経過による: V- バント (50GHz) 領域の電子スピンおよび電子-核スピン二重共鳴実験を行なうため、空洞共振器は普通の銅線をコイル状に巻いた巻線壁共振器 (wired-wall cavity) であった。この共振器の Q 値を向上させるため銅線の代りに市販されている第二種超伝導体 Nb-Ti 合金線を用いた。<sup>2)</sup> ついで、高周波の電磁波に対する超伝導体の損失について、いくつかの考察をした。<sup>3)</sup> これらを動機に超伝導体に現われる抵抗および損失をさらに調べるため、第一種に属する Ta (実際には不純物も含まれ、いわば非理想的第一種超伝導体) と第二種の Nb-Ti, Nb-Zr などの合金と  $V_3Ga$  化合物をとり上げることになった。これらについてはまだ十分なる結果は得られてないが、予備的な結果を別報に述べてある。<sup>4), 5)</sup> また、最近国内外でも、大電力送電、磁気浮上超高速車両などの応用的見地からもこの分野の研究が活発に行なわれている。

本報の目的は、これらの研究を進めるに当り、主に上述の分類では第二種超伝導体にみられる電気抵抗とこれに関連する交流損失について、現在まで得られているデータを大まかに概観することである。なお、この方面のすぐれたテキスト、<sup>6)-8)</sup> 総合報告、<sup>9), 10)</sup> 解説、<sup>11)-14)</sup> などが多く出されている。

## 2 抵抗・損失機構および実験条件の概要

抵抗・損失は超伝導体内部に存在する量子化された磁束線の外部から印加された電流、電界、磁界に対する振舞いであるが、最近の研究からこれらはいろいろの機構によっていることが明らかになった。すなわち、(i) 磁束線の流れ (flux-flow) による抵抗、(ii)

磁束線が何本か束となって、磁気的な勾配の下に動くこと (flux-creep) による抵抗性損失、(iii) 磁化曲線の非可逆性にもとづく履歴損失 (hysteresis loss) (iv) 通常の金属の表皮効果のような、超伝導体表面に生ずる渦電流損失 (eddy-current loss)、また (v) 表皮効果 (skin effect)、このほか (vi) マイクロ波領域にみられる表面インピーダンス (surface impedance) などがある。

また、実際の超伝導体には、不純物の偏析、空孔、転位などの不均質な場所が存在し、これらが一本の磁束線や何本かの磁束線からなる束 (bundle) の運動に対して一つの障壁の働き、すなわちピン止め (pinning) をする。そして一度ピン止めされた磁束線が、外部からの電界、磁界によってピン止めがはずされ、再び動き始める (depinning) ことになる。したがって、上述の抵抗・損失機構は、このピン止めやそれからはずれる強さと複雑に関連し合う。

さらに、実験はいろいろの方法でなされており、抵抗・損失がどの機構によるかを決定することは簡単ではない。実際にはそれぞれに適当な試料、方法が用いられる。これら実験条件は次のようにまとめられる。

1) 試料: 問題を簡単化するため第一種超伝導体 (Sn, Pb) などを初めとして、比較的ピン止め力の小さい第二種超伝導体 (Nb, In+Bi 合金など)、ピン止め力の大きい実用磁場発生用線材 (Nb-Ti, Nb-Zr,  $V_3Ga$  など) などあらゆる試料が用いられている。試料の差異は、ピン止め力の大きさのみならず、磁界侵入の深さ  $\lambda$ 、コーヒーレンスの長さ  $\xi$ 、(GL パラメータ  $\kappa$ )、臨界温度  $T_c$ 、臨界磁界  $H_c$  ( $H_{c1}$  および  $H_{c2}$ )、臨界電流  $J_c$ 、試料の大きさ (膜厚など) などが注目される。

2) 形状: 試料の形状は、単純な一本の線、コイル状に巻いたもの、リボン状 (薄い板状)、蒸発やスパッタリング法で作られた薄膜、など多種多様である。

3) 磁界: 外から印加する静磁界  $H$  と、これに交流磁界  $H_{ac}$  を重畳する場合とがある (なお、マイクロ波の表面インピーダンスの測定では電磁波である)。試料に対して、これら  $H$  と  $H_{ac}$  との幾何学的な方向が問題である。さらに、静磁界の強さ  $H$  と試料の臨界磁界  $H_c$  (第一種)、 $H_{c1}$  と  $H_{c2}$  (第二種) との大きさが興味あり、そしてとくに第二種超伝導体の場合、交流磁界の強さまたは振幅  $H_{ac}$  によって、交流損失が大きく左右される。すなわち、

$$(a) H_{ac} < H_{c1}, (b) H_{c1} < H_{ac} < H_p, (c) H_p < H_{ac} < H_{c2}, (d) H_{c2} < H_{ac} < H_{c3},$$

ここで、 $H_p$  は超伝導体のピン止め力を越えて、磁界が完全に内部に浸入する強さ、すなわち、超伝導体全体がこの値の交流磁界をみること（臨界状態という）になる。 $H_{c3}$  は第三臨界磁界といわれるもので、一種の過冷却の下限をきめる強さ、外磁界が  $H_{c3}$  まで下ると表面に超伝導の芽が発生する。

4) 交流周波数：実験に用いる周波数は、数ヘルツから、商用周波数（50～60Hz）、ラジオ周波数（100Hz～MHz）、マイクロ波領域（～kHz）など広い範囲にわたっている。交流損失の周波数依存性は、磁束線が外場によってどのようにゆり動かされ、そしてこれに応答するかという点で関心がもたれる。

5) 測定方法：これらの現象を測定するには次のようないろいろの方法がある。

a) 試料の適当な位置に二つの電極をとりつけ、この間の電位差を測定する最も簡単な方法である。これには直流電流あるいは交流電流を流す場合がある。電流の大きさは数  $\mu A$  から数100Aと広い範囲にわたっている。直流ではポテンシオメータ、交流ではオシロスコープなどで電位差を測定する。

b) 磁化の描く履歴曲線を観測する方法、これには磁気天秤で直接に磁化曲線を測定する場合、試料の周囲にサーチ（またはピックアップ）コイルを巻き、これに誘起される電圧  $V$  と試料を流れる電流  $I$  が履歴曲線を描くとき、その面積  $V \cdot I$  を測定することによって損失量を知る場合がある。もし磁化に履歴現象が現れないとき、すなわち可逆ならば、この方法では損失は零となる筈であろうが、実際には混合状態で現われる抵抗（磁束線の流れや束の creep による）現象はこの方法で見分けられ難く、むしろ a) の方法が適している。

c) そこで a) と大体同様であるが、サーチコイルに誘起される電圧のみを注目し、 $V-I$  曲線を観測する。さらに、コイルのインダクタンス  $L$  と  $LC$  同調回路を作り、この回路の  $Q$  値の変化を測定する方法もある。したがって帯磁率の測定が可能である。

d) 同じように間接的な方法であるが、三つのコイルから変成器を形成する方法；一次コイルから交流を印加し、試料コイルの磁氣的誘導電圧をサーチコイルに現われる電圧変化から損失を測定する。現在、われわれはこの方法で実験を行なっている。損失の周波数依存性を調べるには適当な方法であるが、解析は十分注意しなければならない。

e) 外部から印加した磁界や電流によって、試料に抵抗が生じ電力損失が伴うときジュール熱が発生す

る。試料を液体ヘリウムにつけておくと、この熱で液体が蒸発する（一気圧、4.2Kにおける蒸発潜熱は0.65cal/cm<sup>3</sup>、または5.2cal/g）。<sup>15)</sup>つまり、蒸発したヘリウムガス量を測定しこれから発熱量したがって損失量を見積る一種の熱量計測法であり、実用的ではあるが、温度可変ができないことや損失機構の詳細な情報が少し得がたい。

f) 高周波領域では、c) の  $LC$  同調回路と同様に、空洞共振器を試料で作る、この  $Q$  値の変化から表面インピーダンスや損失量を測定する方法がある。

これらのほかにもいろいろと工夫されているが、上述の方法がよく用いられている。

### 3 む す び

主として第二種超伝導体にみられる抵抗・損失の機構、およびいろいろの実験条件を整理してみた。基本的には、これらの現象はすでに多くの研究者によって明らかにされてきたが、実際には複雑な問題でもある。上述した各々の機構については後に報告する予定であり、今後これらのことを考えながらわれわれの実験を進めたいと思う。

終りに、著者の一人 (M.I.) は、これまで低温物理学への関心を導いていただき、終始御教示を仰いでいる辰本英二教授（広島大、理学部）に対し衷心より感謝の意を表したい。なお、本研究の一部は文部省科学研究費によることを付記する。

### 参 考 文 献

- 1) A. B. Pippard : Rev. mod. Phys. 36 (1964) 328.
- 2) H. Yagi, M. Inoue, T. Tatsukawa, O. Yaeguchi, and S. Kato : Japan. J. appl. Phys. 9 (1970) 1534.
- 3) M. Inoue and H. Yagi : Memoirs Fac. Eng. Fukui Univ. 19 (1971) 101.
- 4) M. Inoue, H. Yagi, and T. Tatsukawa : ibid. 20 (1972) 139.
- 5) 八木, 井上, 立川, 加藤 : 同 20 (1972) 155.
- 6) 中嶋 : 超伝導入門 (培風館, 東京, 1971年), 超伝導 (模書店, 東京, 1961年).
- 7) E. A. Lynton : Superconductivity (Methuen, London, 1969) 3rd. ed.
- 8) J. R. Schrieffer : Superconductivity (Benjamin, New York, 1964).
- 9) R. D. Parks ed. : Superconductivity (Marcel Dekker, New York, 1969) Vol. 1, 2.
- 10) D. Saint-James, G. Sarma, and E. J. Thomas : Type II Superconductivity (Pergamon, London, 1969).
- 11) 佐々木, 吉弘 : 電気学会誌 8 (1967) 1478, 1662, 1868, 2081, 2313.
- 12) 小笠原, 安河内, 赤池 : 固体物理 3 (1968) 386.
- 13) 中嶋 : 物理学会誌 19 (1964) 13, 110.
- 14) S. L. Wipf : J. appl. Phys. 39 (1968) 2538.
- 15) G. K. White : Experimental Techniques in Low Temperature Physics (Clarendon Press, Oxford, 1968) 2nd. ed., P. 43.

(昭和47年3月28日受理)